Fizički fakultet
Univerziteta u Beogradu

Iris Borjanović

Supersimetrija

seminarski rad

Beograd, mart 2002.

Sadržaj

1 Uvod

Supersimetrija (SUSY) je teorijski model koji predstavlja proširenje standardnog modela. U njoj su generalizovane prostorno-vremenske simetrije kvantne teorije polja koje **transformišu fermione u bozone i obrnuto.** SUSY takođe predstavlja **okvir za ujedinjenje svih interakcija** na energijama reda Plankove skale $M_p = 10^{19}$ GeV (smatra se da je na ovoj skali gravitaciona interakcija elementarnih čestica približno jednaka njihovim gejdž interakcijama). Ako bi supersimetrija bila egzaktna simetrija prirode onda bi čestice i njihovi supersimetrični partneri (kojima se spin razlikuje za 1/2) imali istu masu, što nije slučaj. Odatle proizilazi činjenica da je **SUSY narušena**. U "niskoenergetskim" supersimetričnim modelima skala na kojoj dolazi do narušenja supersimetrije je reda veličine elektroslabe skale koju karakteriše očekivana vrednost higsovog polja u vakumu $v = 246$ GeV. Moguće je da će supersimetrija objasniti veliku energetsku hijerarhiju skala od mase Z i W bozona do Plankove skale. Trenutno nema eksperimentalnih dokaza koji svedoče o postojanju niskoenergetske supersimetrije. Ako budući eksperimenti na kolajderima otkriju dokaze o postojanju supersimetrije, to će imati velik uticaj na izučvanje TeV skale u fizici i na razvoj fundamentalnijih teorija o poreklu mase i o fenomenu narušenja simetrije u fizici.

Postoji više supersimetričnih modela [1]. U ovom radu opisan je najjednostavniji od njih, minimalno supersimetrično proširenje standardnog modela (MSSM). U drugoj glavi su navedene osnovne postavke Standardnog modela na koji se supersimetrija nadovezuje. U trećoj glavi je detaljno opisan MSSM. Navedene su sve čestice MSSM-a i objašnjeno je kako one dobijaju nazive. Napisan je lagranžijan i opisani njegovi parametri. Objašnjena je R-parnost i posledice njenog održanja. Narušenje supersimetrije, mešanja i mase superčestica ovde su takođe opisani. Da bi se smanjio broj parametara uvodi se hipoteza skaliranja. U četvrtoj glavi je prikazan redukovan MSSM.Tu su nabrojani uslovi koje ovaj model mora da zadovoljava kao i očekivane vrednosti mase supersimetričnih čestica. U petoj glavi su opisane eksperimentalne signature koje se očekuju u bubućim eksperimentima na LEP-u II, Tevatronu i LHC-u. Glavna odlika svih signatura je nedostajuća energija. Iza toga sledi zaključak.

[1] Supersimetrija je super proširenje Poenkareove grupe i ona pored generatora Poenkareove grupe (translacija P_μ i bustova $M_{\mu\nu}$) ima dodatne generatore Q, $\bar{Q}$ koji zadovoljavaju sledeće komutacione relacije:

$$\{Q, \bar{Q}\} = -2\gamma_\mu P^\mu$$

$$[Q, P^\mu] = \{Q, Q\} = \{\bar{Q}, \bar{Q}\} = 0.$$

Broj Q generatora može biti $N = 1, 2, 3, 4....$ Slučaj N=1 zove se minimalno supersimetrično proširenje standardnog modela, a modeli sa $N = 2, 3, 4..$ zovu se proširena supersimetrija. Ovi generatori transformišu bozone u fermione i obrnuto

$$Q|\text{bozon}\rangle = |\text{fermion}\rangle \quad Q|\text{fermion}\rangle = |\text{bozon}\rangle$$

2 Standardni model

Standarndi model fundamentalnih interakcija opisuje **jake, slabe i elektromagnetne interakcije** elementarnih čestica. Zasnovan je na gejdž principu po kom sve sile u prirodi deluju preko izmene gejdž polja odgovarajuće lokalne grupe simetrije. Grupa SM-a je:

$$SU(3)_{color} \otimes SU(2)_{left} \otimes U(1)_{hypercharge}.$$

Gejdž sektor: spin=1

Gejdž bozoni su prenosioci interakcija. To su vektorske čestice spina 1. Postoji ukupno 8 gluona, 3 slaba bozona i jedan abelov bozon. Njihovi kvantni brojevi u odnosu na grupu $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ su:

gluoni	G_μ^a :	$(8,1,0)$	$SU(3)_c$	g_s
intermedijarni slabi bozoni	W_μ^i :	$(1,3,0)$	$SU(2)_L$	g
abelovi bozoni	B_μ :	$(1,1,0)$	$U(1)_Y$	$g^{'}$

gde su konstante kuplovanja obeležene kao g_s, g i $g^{'}$, respektivno.

Fermionski sektor: spin=1/2

Materije je sačinjena od fermiona (kvarkova i leptona). Oni su klasifikovani u tri generacije kvarkova i tri generacije leptona. Svaki kvark se pojavljuje u tri boje. Standardni model poseduje asimetriju levo-desno. Levo i desno orijentisani fermioni imaju različite kvantne brojeve.

kvarkovi

$$\begin{array}{rcllll} Q^i_{\alpha L} = \begin{pmatrix} U^i_\alpha \\ D^i_\alpha \end{pmatrix}_L & = & \begin{pmatrix} u^i \\ d^i \end{pmatrix}_L, & \begin{pmatrix} c^i \\ s^i \end{pmatrix}_L, & \begin{pmatrix} t^i \\ b^i \end{pmatrix}_L, & (3,2,1/3) \\ U^i_{\alpha R} & = & u_{iR}, & c_{iR}, & t_{iR} & (3^*,1,4/3) \\ D^i_{\alpha R} & = & d_{iR}, & s_{iR}, & b_{iR}, & (3^*,1,-2/3) \end{array}$$

leptoni

$$\begin{array}{rcllll} L_{\alpha L} & = & \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, & \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, & \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, & (1,2,-1) \\ E_{\alpha R} & = & e_R, & \mu_R, & \tau_R, & (1,1,-2) \end{array}$$

i=1,2,3 boja, $\alpha = 1,2,3$ generacija.

Kvarkovi učestvuju u sve četri interakcije: jakoj, slaboj, elektromagnetnoj i gravitacionoj. Naelektrisani leptoni učestvuju u slabim, elektromagnetnim i gravitacionim interakcijama, a neutrini samo u slabim.

Higs sektor: spin=0

U minimalnoj verziji SM-a postoji jedan dublet higsovih skalarnih polja

$$H = \begin{pmatrix} H^0 \\ H^- \end{pmatrix}, \qquad (1, 2, -1)$$

Ovaj dublet ima četri stepena slobode. Od toga 3 stepena slobode odlaze na longitudinalnu polarizciju elektroslabih gejdž bozona, a ostaje 4-3=1 jedan fizički neutralan Higs skalar. Higs sektor je uveden da bi preko spontanog narušenja elektroslabe simetrije **dao mase kvarkovima, leptonima i intermedijarnim slabim bozonima**.

Lagranžijan SM-a

SM je opisan sledećim lagranžijanom:

$$\boldsymbol{L = L_{gauge} + L_{Yukawa} + L_{Higs},}$$

$$\begin{aligned} L_{gauge} \;\; = \;\; & -\frac{1}{4} G^a_{\mu\nu} G^a_{\mu\nu} - \frac{1}{4} W^i_{\mu\nu} W^i_{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B_{\mu\nu} \\ & + i\overline{L}_\alpha \gamma^\mu D_\mu L_\alpha + i\overline{Q}_\alpha \gamma^\mu D_\mu Q_\alpha + i\overline{E}_\alpha \gamma^\mu D_\mu E_\alpha \\ & + i\overline{U}_\alpha \gamma^\mu D_\mu U_\alpha + i\overline{D}_\alpha \gamma^\mu D_\mu D_\alpha + (D_\mu H)^\dagger (D_\mu H), \end{aligned}$$

gde je[2]:

$$\begin{aligned} G^\alpha_{\mu\nu} &= \partial_\mu G^a_\nu - \partial_\nu G^a_\mu + g_s f^{abc} G^b_\mu G^c_\nu, \\ W^i_{\mu\nu} &= \partial_\mu W^i_\nu - \partial_\nu W^i_\mu + g \epsilon^{ijk} W^j_\mu W^k_\nu, \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \end{aligned}$$

$$L_{yukawa} = y^L_{\alpha\beta} \overline{L}_\alpha E_\beta H + y^D_{\alpha\beta} \overline{Q}_\alpha D_\beta H + y^U_{\alpha\beta} \overline{Q}_\alpha U_\beta \widetilde{H} + permutacije \ ,$$

[2]

$$D_\mu L_\alpha = (\partial_\mu - i\frac{g}{2}\tau^i W^i_\mu + i\frac{g^{'}}{2} B_\mu) L_\alpha,$$

$$D_\mu E_\alpha = (\partial_\mu + i g^{'} B_\mu) E_\alpha$$

$$D_\mu Q_\alpha = (\partial_\mu - i\frac{g}{2}\tau^i W^i_\mu - i\frac{g^{'}}{6} B_\mu - i\frac{g_s}{2}\lambda^a G^a_\mu) Q_\alpha,$$

$$D_\mu U_\alpha = (\partial_\mu - i\frac{2}{3} g^{'} B_\mu - i\frac{g_s}{2}\lambda^a G^a_\mu) U_\alpha$$

$$D_\mu D_\alpha = (\partial_\mu + i\frac{1}{3} g^{'} B_\mu - i\frac{g_s}{2}\lambda_a G^a_\mu) D_\alpha$$

gde je $\widetilde{H} = i\tau_2 H^\dagger$.

$$L_{higs} = -V = m^2 H^\dagger H - \frac{\lambda}{2}(H^\dagger H)^2,$$

gde su $\{y\}$ Jukavine konstante interakcije, λ je Higsova konstanta interakcije (obe su bezdimenzione), a m je jedini dimenzioni maseni parametar.

Parametri lagranžijana Standardnog modela su sledeći

- 3 konstante kuplovanja g_s, g, $g^{'}$;
- 3 Jukava matrice $y^L_{\alpha\beta}$, $y^D_{\alpha\beta}$, $y^U_{\alpha\beta}$;
- Higsovu konstantu kuplovanja λ;
- Higsov maseni parametar m^2
- brojna polja materije.

Narušenje simetrije

Sve čestice dobijaju masu zbog **spontanog narušenja** $SU(2)_{left}$ **simetrije** preko nenulte vakumski očekivane vrednosti higsovog polja

$$\langle H \rangle = \begin{pmatrix} v \\ o \end{pmatrix}, \quad v = m/\sqrt{\lambda}.$$

Posledica toga je da dolazi do narušenja simetrije SM grupe koja prelazi u:

$$SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \Rightarrow SU(3)_c \otimes U(1)_{EM}.$$

Fizički slabi intermedijarni bozoni su linearne kombinacije gejdž bozona:

$$W^{\pm}_\mu = \frac{W^1_\mu \mp W^2_\mu}{\sqrt{2}}\ , \quad Z_\mu = -\sin\theta_W B_\mu + \cos\theta_W W^3_\mu$$

sa masama:

$$m_W = \frac{1}{\sqrt{2}} g v, \quad m_Z = m_W/cos\theta_W, \quad \tan\theta_W = g^{'}/g$$

dok foton

$$\gamma_\mu = \cos\theta_W B_\mu + \sin\theta_W W^3_\mu$$

ostaje bezmasen.

Polja materije dobijaju masu proporcionalnu odgovarajućim Jukava kuplovanjima:

$$M^u_{\alpha\beta} = y^u_{\alpha\beta} v, \ \ M^d_{\alpha\beta} = y^d_{\alpha\beta} v, \ \ M^l_{\alpha\beta} = y^l_{\alpha\beta} v, \ \ m_H = \sqrt{2} m$$

Eksplicitni maseni članovi u lagranžijanu su zabranjeni jer nisu $SU(2)_{left}$ simetrični i narušavali bi renormalizabilnost SM-a.

SM je konstruisan kao rezultat brojnih teorijskih i eksperimentalnih pokušaja. Trenutno je SM izuzetno uspešan, a **predviđanja modela se do na 5% poklapaju sa eksperimentalnim rezultatima**. Sve čestice sem higsa su eksperimentalno otkrivene. Ograničenja na masu higsa dobijena su iz preciznih merenja elektroslabih veličina.

SM ima svoje nedostakte i nerešene probleme. Među njima su:

- Neslaganje SM-a i kvantne teorije polja (Landauov pol);
- Velik broj slobodnih parametara;
- Formalno ujedinjenje jakih i elektroslabih interakcija;
- Još uvek nejasan mehanizam elektroslabog narušenja simetrije (higs bozon još uvek nije otkriven i nije jasno da li je elementaran ili složen);
- Problem narušenja CP simetrije još uvek nije razjašnjen uključujući CP narušenje u jakim interakcijama;
- Mešanje aroma i broj generacija je proizvoljan;
- Nije jasno poreklo masa.

Odgovori na ova pitanja leže izvan SM-a. Postoje dva pravca u kojima se modeli razvijaju :

- Razmatraju se ista fundamentalna polja sa novim interakcijama. Na ovaj način stiže se do supersimetrije, teorije velikog ujedinjenja (GUT), superstring teorija. Trenutni rezultati eksperimenata svedoče u korist ovih teorija.
- Razmatraju se nova fundamentalna polja sa novim interakcijama. To vodi do "compositness" i fermion-antifermion teorija.

Takođe postoje neke egzotične teorije: gravitacija na energijama reda TeV-a, velike ekstra dimenzije, membrane i drugo.

3 Minimalno supersimetrično proširenje standardnog modela

U supersimetričnim modelima za svaki fermion mora da postoji bozon sa identičnim kvantnim brojevima i obrnuto. Fermioni spina-$\frac{1}{2}$ (kvarkovi i leptoni) koji čine materiju dobijaju supersimetrične partnere spina-0, a spin-0 higs bozoni i spin-1 gejdž bozoni dobijaju superpartnere spina $\frac{1}{2}$.

3.1 Nazivi supersimetričnih čestica

Nazivi se superčesticama (Tablica 1.) zadaju na sledeći način:

- **fermionski superpartneri SM bozona dobijaju sufix "ino"**:
  gejž bozon → gejdžino (foton → fotino, W-bozon → vino, Z-bozon → zino, B-bozon → bino, gluon → gluino), higs → higsino.

- **skalarni partneri SM fermiona dobijaju prefiks "s"**:
  skvarkovi, sleptoni, sneutrina (pr: top → stop ili top skvark ili skalarni top).

Tablica 1: Nazivi supersimetričnih partnera

	spin	ime	SM partner
$\widetilde{g}$	1/2	gluino	gluon
$\widetilde{W}^{\pm}$	1/2	vino	W bozon
$\widetilde{Z}$	1/2	zino	Z bozon
$\widetilde{q}$	0	skvark	kvark
$\widetilde{l}^{\pm}$	0	slepton	lepton
$\widetilde{\nu}$	0	sneutrino	neutrino
$\widetilde{H}$	1/2	higsino	higs

3.2 Struktura MSSM-a

MSSM se dobija tako što se svim česticama standardnog modela pridruže njihovi superpartneri i uvede se još jedan higsov dublet.

Gejdžini

Spin-1 gejdž bozonima SM-a su pridružene čestice spina-1/2 (gejdžini): osam gluina $\widetilde{g}$ $(SU(3))$, tri vina $\widetilde{W}$ $(SU(2))$, i jedan bino $\widetilde{B}$ $(U(1))$.

Skvarkovi i sleptoni

Svaki fermion f (sem neutrina za koji u MSSM-u nepostoji $\widetilde{\nu}_R$) dobija dva supersimetrična skalarna partnera Pošto svaki fermion ima dva stanja heliciteta (levo i desno) superpartneri ova dva stanja su po analogiji obeleženi sa $\widetilde{f}_L$ i $\widetilde{f}_R$ iako skalarne čestice nemaju kiralnost.
Tako sada imamo skvarkove:

$$\begin{pmatrix} \widetilde{u}_L \\ \widetilde{d}_L \end{pmatrix}, \; \widetilde{u}_R, \; \widetilde{d}_R,$$

i sleptone:

$$\begin{pmatrix} \widetilde{\nu}_L \\ \widetilde{e}_L \end{pmatrix}, \; \widetilde{e}_R,$$

u tri generacije.

Higs sektor

U MSSM-u imamo dva spin-0 higs dubleta:

$$\begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_1^- \end{pmatrix}, \; \begin{pmatrix} H_2^+ \\ H_2^0 \end{pmatrix}.$$

Njima su pridružena dva dubleta higsina spina 1/2:

$$\begin{pmatrix} \widetilde{H}_1^0 \\ \widetilde{H}_1^- \end{pmatrix}, \; \begin{pmatrix} \widetilde{H}_2^+ \\ \widetilde{H}_2^0 \end{pmatrix}.$$

Dva higs dubleta imaju 8 stepeni slobode ali posle narušenja simetrije 3 stepena odlaze na longitudinalnu polarizaciju gejdž bozona, ostaje 8-3=5 fizičkih čestica:

- dva CP-parna neutralna higs bozona $(H, \; h)$,
- jedan CP-neparan neutralan higs bozon (A_0),
- par naelektrisanih higs bozona $(H^{\pm})$.

Čestice MSSM-a klasifikovane su u Tablici 3.2. Sa tildom su obeleženi supersimetrične čestice. Predstavljena je samo prva generacija čestica jer su druga i treća generacija replika prve.

Tablica 2: Klasifikacija čestica MSSM-a

	spin 0	spin 1/2	spin 1
materija levog heliciteta	$\begin{pmatrix} \widetilde{u}_L \\ \widetilde{d}_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \widetilde{\nu}_{eL} \\ \widetilde{e}_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}$	
materija desnog heliciteta	$\widetilde{u}_R,\ \widetilde{d}_R,\ \widetilde{e}_R$	$u_R,\ d_R,\ e_R$	
Higs sektor	$\begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_1^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} H_2^+ \\ H_2^0 \end{pmatrix}$ $\Rightarrow\ h,\ A,\ H^0,\ H^\pm$	$\begin{pmatrix} \widetilde{H}_1^0 \\ \widetilde{H}_1^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \widetilde{H}_2^+ \\ \widetilde{H}_2^0 \end{pmatrix}, \widetilde{B}, \begin{pmatrix} \widetilde{W}^1 \\ \widetilde{W}^2 \\ \widetilde{W}^3 \end{pmatrix}$ $\Rightarrow$	
elektroslabi gejdž bozoni		$\widetilde{\chi}_i^0\ (i = \overline{1,4})$, $\widetilde{\chi}_j^\pm\ (j = 1,2)$	$B, \begin{pmatrix} W^1 \\ W^2 \\ W^3 \end{pmatrix}$ $\Rightarrow\ \gamma,\ Z,\ W^\pm$
gluon		$\widetilde{g}$	g

3.3 R-parnost

R-parnost se definiše na sledeći način:

$$\boldsymbol{R = (-1)^{3(B-L)+2S}},$$

gde su B, L, i S barionski broj, leptonski broj i spin, respektivno. Čestice standardnog modela (i dva Higsova dubleta) imaju parnost R=+1, a supersimetrične čestice imaju parnost R=-1. U MSSM-u se R-parnost održava. Održanje R-parnosti povlači za sobom više posledica. Prva je da ako u početnom stanju imamo samo obične čestice u finalnom stanju se **supersimetrčne čestice produkuju u parovima**. Zatim, među produktima raspada supersimetrične čestice nalazi se neparan broj supersimetričnih čestica. Najlakša supersimetrična čestica **(LSP)je apsolutno stabilna** i nalazi se na kraju lanca raspada teških nestabilnih supersimetričnih čestica. LSP je neobojena i nenaelektrisana. U teorijama u kojima se R-parnost održava LSP intereaguje sa materijom putem slabih interakcija, pa beži iz detektora (nedetektabilna je). U ovakvim teorijama karakteristična signatura događaja je nedostajuća transverzalna energija zbog bekstva LSP. Smatra se da je LSP neutralino (koji se dobija mešanjem zina i higsina). Dugi kandidat za LSP je sneutrino koji je odbačen kao mogućnost ako se uzme u obzir pretpostavka da je LSP konstituent tamne kosmičke materije.

3.4 Lagranžijan MSSM-a

Da bi došlo do narušenja simetrije SUSY lagranžijanu se dodaje ”soft” deo koji dovodi do narušenja simetrije:

$$
\begin{aligned}
L_{MSSM} &= L_{soft} + L_{SUSY}, \\
L_{soft} &= -m_{H_1}^2 \mid H_1 \mid^2 - m_{H_2}^2 \mid H_2 \mid^2 + \mu B H_1 H_2 \\
&\quad - \frac{1}{2} M_1 \overline{\widetilde{B}} \widetilde{B} - \frac{1}{2} M_2 \overline{\widetilde{W}} \widetilde{W} - \frac{1}{2} M_3 \overline{\widetilde{g}} \widetilde{g} \\
&\quad - M_Q^2 (\widetilde{u_L^*} \widetilde{u_L} + \widetilde{d_L^*} \widetilde{d_L}) - M_U^2 u_R^* u_R - M_D^2 \widetilde{d_R^*} \widetilde{d_R} \\
&\quad - M_L^2 (\widetilde{l_L^*} \widetilde{l_L} + \widetilde{\nu_L^*} \widetilde{\nu_L}) - M_E^2 \widetilde{l_R^*} \widetilde{l_R} \\
&\quad - \epsilon (-\lambda_u A_u H_u^i \widetilde{Q^j} \widetilde{u_L^*} + \lambda_d A_D H_d^i \widetilde{Q^j} \widetilde{d_R^*} + \lambda_l A_E H_d^i \widetilde{L^j} \widetilde{l_R^*}).
\end{aligned}
$$

Sa Q, L, H_1 i H_2 su obeleženi dubleti, a sumacija po indeksima se podrazumeva.

3.5 Parametri MSSM-a

Mana MSSM-124 modela je ogroman broj parametara. Parametri MSSM-a su posebno opisani za deo u kom se SUSY održava, a posebno za deo u kom se SUSY narušava.

U delu u kom se SUSY održava imamo sledeće parametre:

- konstante kuplovanja $\boldsymbol{g_s}$, $\boldsymbol{g}$, i $\boldsymbol{g'}$ SM grupe $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$;
- Higsov parametar mešanja $\boldsymbol{\mu}$;
- Higs-fermion Jukavine konstante kuplovanja $\boldsymbol{\lambda_u}$, $\boldsymbol{\lambda_d}$, i $\boldsymbol{\lambda_e}$ koje opisuju interakciju jedne generacije kvarkova, leptona i njihovih superpartnera sa higs bozonom i higsinom.

Prametri sektora u kom se SUSY narušava su:

- gejdžino maseni parametri $\boldsymbol{M_3}$, $\boldsymbol{M_2}$ i $\boldsymbol{M_1}$ povezani sa $SU(3)$, $SU(2)$ i $U(1)$ podgrupom standardnog modela;
- Pet kvadrata masenih parametara skvarkova i sleptona $\boldsymbol{M^2_{\widetilde{Q}}}$, $\boldsymbol{M^2_{\widetilde{U}}}$;, $\boldsymbol{M^2_{\widetilde{D}}}$, $\boldsymbol{M^2_{\widetilde{L}}}$ i, $\boldsymbol{M^2_{\widetilde{E}}}$ koji se odnose na superpartnere od $(u,\ d)_L$, u_L^c, d_L^c, $(\nu,\ e)_L$ i e_L^c;
- Koeficijenti $\boldsymbol{A_u}$, $\boldsymbol{A_d}$ i $\boldsymbol{A_e}$ higs-skvark-skvark i higs-slepton-slepton interakcionih članova ;
- Tri kvadrata Higsovih masenih parametara, od kojih dva daju doprinos dijagonalnim članovima u masenoj matrici i dati su sa $\boldsymbol{m^2_{H_1} + |\mu|^2}$ i $\boldsymbol{m^2_{H_2} + |\mu|^2}$ i jedan nedijagonalni član $\boldsymbol{m^2_{12} \equiv B\mu}$. Ova tri parametra mogu biti izražena preko dve higsove vakumski očekivane vrednosti v_1 i v_2 i jedne fizičke higsove mase. $\boldsymbol{v_1^2 + v_2^2 = (246}$ $\text{GeV}\boldsymbol{)^2}$ je fiksirano vrednošću W mase, dok je odnos $\boldsymbol{\tan\beta = v_2/v_1}$ slobodan parametar modela.

Broj stepeni slobode u MSSM-u je prilično velik najvećim delom zbog parametara iz sektora u kom se narušava simetrija. U slučaju tri generacije kvarkova, leptona i njihovih superpartnera, $M^2_{\tilde{Q}}$, $M^2_{\tilde{U}}$;, $M^2_{\tilde{D}}$, $M^2_{\tilde{L}}$ i, $M^2_{\tilde{E}}$ su 3×3 hermitske matrice, A-parametri su 3×3 kompleksne matrice. M_3, M_2, M_1, B i μ su kompleksni. Kao i u standardnom modelu higs-fermion Jukava kuplovanja, λ_f $(f = u,\ d,\ e)$ su kompleksne 3×3 matrice povezane sa kvarkovskim i leptonskim masenim matricama preko relacije $M_f = \lambda_f v_f/\sqrt{2}$ gde je $v_e \equiv v_d$. Svi ovi parametri nisu fizički. **MSSM ima 124=106+18 nezavisna parametra** (MSSM-124). Od ovoga je 18 parametara iz standardnog modela, jedan parametar je iz higsovog sektora, a 105 parametara je novo (pet realnih parametara i tri faze koje narušavaju CP simetriju u gejdžino-higsino sektoru, 21 skvark i slepton masa, 36 novih realnih uglova mešanja koji opisuju skvark i slepton mase, 40 novih faza koje narušavaju CP simetriju koje se pojavljuju u skvark i slepton interakcijama). Uz ograničenje da su sve faze nula, ukupan broj parametara je 30+18=48.

3.6 Narušenje supersimetrije

Pošto čestice i njihovi supersimetrični partneri nemaju istu masu (da imaju do sada bi bili otkriveni) supersimetrija je narušena. Nije moguće napraviti model sa spontanim narušenjem simetrije koristeći samo polja MSSM-a. Pretpostavljeno je da se narušenje simetrije odvija preko nekih drugih polja. Najčesće korišćen scenario za niskoenergetsko narušenje simetrije je model sa skrivenim sektorom. Pretpostavljeno je da postoje **dva sektora u teoriji, vidljivi i skriveni**. U vidljivom sektoru je sva poznata materija, a u skrivenom delu su polja koja dovode do narušenja simetrije. Ova dva sektora intereaguju izmenom polja, tzv. mesindžera, koja narušenje prenose iz skrivenog u vidljiv deo. Postoje četri načina da se ovo uradi:

- Dva sektora mogu da intereaguju preko gravitacije. To su modeli sa supergravitacijom;
- Narušenje može da se prenosi preko gejdž interakcija. Mesindžeri su u tom slučaju gejdž bozoni i polja materije SM-a i teorija velikog ujedinjenja;
- SUSY može da se naruši zbog konformalnih anomalija;
- Narušenje se prenosi preko gejdžina . To su modeli sa "membranama".

Još uvek nije jasno koji od ovih mehanizama dovodi do narušenja simetrije. Ovo je najslabiji deo MSSM modela.

3.7 Hipoteza univerzalnosti

Da bi dobili mase superčestica moramo da znamo lagranžijan L_{soft} koji dovodi do narušenja simetrije. Pošto lagranžijan sadrži ogroman broj parametara prediktabilnost teorije se smanjuje. Zato se uvodi **hipoteza univerzalnosti koja redukuje broj parametara**. Naime pretpostavlja se jednakost svih parametara iz L_{soft} na nekoj visokoj energiji:

- **svi skvarkovi, sleptoni, Higs bozoni imaju univerzalnu vrednost** m_0,

$$M^2_{\tilde{Q}}(M_X) = M^2_{\tilde{U}}(M_X) = M^2_{\tilde{D}}(M_X) = M^2_{\tilde{L}}(M_X) = M^2_{\tilde{E}}(M_X) = m^2_{H_1}(M_X) = m^2_{H_2}(M_X) = m^2_0,$$

- **svi gejdžini imaju masu** $m_{1/2}$.

$$M_1(M_X) = M_2(M_X) = M_3(M_X) = m_{1/2}.$$

3.8 Masene formule

Zbog narušenja simetrije mase supersimetričnih partnera se razlikuju od masa čestica. Ako znamo vrednosti m_0, $m_{1/2}$, μ, A, B možemo da konstruišemo masene matrice za sve čestice. Ako znamo vrednosti ovih parametara na Plankovoj skali rešavanjem jednačina renormalizacione grupe dobijamo njihove vrednosti na elektroslaboj skali. Ako ove vrednosti parametra ubacimo u masene matrice dobijamo mase superčestica.

Gejdžino-higsino mase

Fotino $\widetilde{\gamma}$, zino $\widetilde{Z}$, i dva neutralna higsina H_1^0 i H_2^0 imaju iste $SU(3) \times U(1)_{em}$ kvantne brojeve pa se mešaju kada je elektroslaba simetrija narušena, a rezultujuća stanja su **četri neutralina $\widetilde{\chi_i^0}$ $(i = 1, 2, 3, 4)$**, spina 1/2, sa masenom matricom u bazisu (B, W^0, H_1^0, H_2^0)

$$M_{\chi^0} = \begin{bmatrix} M_1 & 0 & -M_Z \cos\beta \sin\theta_W & M_Z \sin\beta \sin\theta_W \\ 0 & M_2 & M_Z \cos\beta \cos\theta_W & -M_Z \sin\beta \cos\theta_W \\ -M_Z \cos\beta \sin\theta_W & M_Z \cos\beta \cos\theta_W & 0 & -\mu \\ M_Z \sin\beta \sin\theta_W & -M_Z \sin\beta \cos\theta_W & -\mu & 0 \end{bmatrix},$$

gde je $\tan\beta = v_2/v_1$ odnos vakumski očekivanih vrednosti higsovog polja, M_1 i M_2 su $U(1)$ i $SU(2)$ gejdžino mase, a θ_W je slab ugao mešanja. Mase fizičkih neutralina se dobijaju kao svojstvene vrednosti ove matrice posle dijagonalizacije $(M_{\widetilde{\chi}_1^0} \leq M_{\widetilde{\chi}_2^0} \leq M_{\widetilde{\chi}_3^0} \leq M_{\widetilde{\chi}_4^0})$.

Takođe dolazi do mešanja vina $\widetilde{W}^{\pm}$ i dva naelektrisana higsina $H_{1,2}^{\pm}$ pa se dobijaju **dva čargina $\widetilde{\chi_i^{\pm}}$ $(i = 1, 2)$** spina 1/2, čija masena matrica u bazisu (W^+, H^+) glasi

$$M_{\chi^+} = \begin{bmatrix} M_2 & \sqrt{2} M_W \sin\beta \\ \sqrt{2} M_W \cos\beta & \mu \end{bmatrix}.$$

Ova matrica ima dva svojstvena stanja $\widetilde{\chi_i^{\pm}}$ $(i = 1, 2)$ čije su mase $(M_{\widetilde{\chi}_1^+} \leq M_{\widetilde{\chi}_2^+})$:

$$M_{1,2}^2 = \frac{1}{2}[M_2^2 + \mu^2 + 2M_W^2 \mp \sqrt{(M_2^2 - \mu^2)^2 + 4M_W^4 \cos 2\beta^2 + 4M_W^2(M_2^2 + \mu^2 + 2M_2\mu \sin 2\beta)}].$$

Vidi se da mase čargina i neutralina zavise od četri parametra: od gejdžino masa M_2 i M_1, higsovog masenog parametra μ i od $\tan\beta$. Neutralino i čargino učestvuju u slabim interakcijama.

Mase skvarkova i sleptona

Dok kiralni fermioni f_L i f_R moraju da imaju istu masu zbog Lorenc invarijantnosti, njihovi superpartneri $\widetilde{f}_L$ i $\widetilde{f}_R$ imaju različite mase. **U opštem slučaju dolazi do $\widetilde{f}_L - \widetilde{f}_R$ mešanja** i $\widetilde{f}_L$ i $\widetilde{f}_R$ nisu svojstvena stanja masene matrice. Rezultujuće mešanje levo-desno važno je samo kod treće generacije kvarkova i leptona i zanemaruje se kod prve dve generacije. Matrice mešanja za $\widetilde{t}$, $\widetilde{b}$, i $\widetilde{\tau}$ su:

$$\begin{bmatrix} M_{\widetilde{Q}}^2 + m_t^2 + \frac{1}{6}(4M_W^2 - M_Z^2)\cos 2\beta & m_t(A_t - \mu\cot\beta) \\ m_t(A_t - \mu\cot\beta) & M_{\widetilde{U}}^2 + m_t^2 - \frac{2}{3}(M_W^2 - M_Z^2)\cos 2\beta \end{bmatrix},$$

$$\begin{bmatrix} M_{\widetilde{Q}}^2 + m_b^2 - \frac{1}{6}(2M_W^2 + M_Z^2)\cos 2\beta & m_b(A_b - \mu\tan\beta) \\ m_b(A_b - \mu\tan\beta) & M_{\widetilde{D}}^2 + m_b^2 + \frac{1}{3}(M_W^2 - M_Z^2)\cos 2\beta \end{bmatrix},$$

$$\left[\begin{array}{cc} M^2_{\widetilde{L}} + m^2_\tau - \frac{1}{2}(2M^2_W - M^2_Z)\cos 2\beta & m_\tau(A_\tau - \mu\tan\beta) \\ m_\tau(A_\tau - \mu\tan\beta) & M^2_{\widetilde{E}} + m^2_\tau + (M^2_W - M^2_Z)\cos 2\beta \end{array}\right].$$

Svojstvena stanja ovih matrica su mase $\widetilde{t}_{1,2}$, $\widetilde{b}_{1,2}$ i $\widetilde{\tau}_{1,2}$.
Kod članova na dijagonali prvi član je maseni parametar skvarkova i sleptona koji se računa pompću RG jednačine polazeći od njegove vrednosti na skali velikog ujedinjenja (Plankovoj skali), drugi član su mase fermiona, a poslednji član je doprinos potencijala. Nedijagonalni članovi su proporcionalni masi fermiona.

Mase higs bozona

Skalarni potencijal ima sledeći oblik:

$$V(H_0^1,\ H_0^2) = m_1^2 \mid H_0^1 \mid^2 + m_2^2 \mid H_0^2 \mid^2 \mu B(H_0^1 H_0^2 + \frac{g^2 + g'^2}{8}(\mid H_0^1 \mid^2 - \mid H_0^2 \mid^2).$$

Potenijal se minimizuje za sledeće vrednosti higsovih polja:

$$\langle H_1 \rangle = \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \langle H_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}, \quad v_1,\ v_2 \in R^+.$$

Iz ovakvog potencijala se dobija:

$$\begin{aligned} m_A^2 &= m_1^2 + m_2^2, \\ m_H^{\pm} &= m_A^2 + m_Z^2, \\ m_{H,h}^2 &= \frac{1}{2}(m_A^2 + M_W^2 \pm \sqrt{(m_A^2 + M_Z^2)^2 - 4m_A^2 M_Z^2 \cos 2\beta}), \\ \tan 2\alpha &= -\frac{m_A^2 + M_Z^2}{m_A^2 - M_Z^2}\tan 2\beta, \end{aligned}$$

gde je $m_1^2 = m_{H_0^1}^2 + \mu^2$, $m_2^2 = m_{H_0^2}^2 + \mu^2$.

Iz toga sledi:

$$m_H^{\pm} \geq M_W,$$

$$m_h \leq m_A \leq m_H,$$

$$m_h \leq M_Z \cos 2\beta \leq M_H.$$

Odavde proizilazi da je najlakši higs lakši od Z bozona i bio bi otkriven na LEP-u. Međutim na ova razmatranja koja proizilaze iz MSSM-a treba dodati i radijativne korekcije koje daju velik doprinos masi higsa i posle njih masa higsa je znatno veća. Za gornju granicu mase higsa dobija se:

$$\boldsymbol{m_h \leq 130}\ \text{GeV}.$$

4 Redukovani MSSM (CMSSM)

4.1 Prostor parametara

MSSM ima jako velik broj parametara, a najveći broj parametara je iz dela lagranžijana koji dovodi do narušenja simetrije. Ako primenimo **hipotezu univerzalnosti** ostaje nam 5 parametara koji definišu masenu skalu:

$$\boldsymbol{\mu},\ \boldsymbol{m_0},\ \boldsymbol{m_{1/2}},\ \boldsymbol{A} \text{ i } \boldsymbol{B}.$$

Mesto B se često se koristi $\tan\beta$

Postoje dva pristupa redukciji parametara:

- niskoenergetski pristup
- visokoenergetski pristup

U **visokoenergetskom pristupu** parametri MSSM-a su funkcija energije. Struktura parametara se zadaje na nekoj skali na visokoj energiji (Plankova skala). Pomoću jednačina renormalizacione grupe (RGE) dobijaju se vrednosti ovih parametara na niskim energijama. Početni uslovi za RGE zavise od mehanizma kojim se uspostavlja veza između narušenja simetrije i efektivne niskoenergetske teorije.

4.2 Uslovi za redukciju parametarskog prostora

Da bi ograničili prostor parametara u obzir se izimaju sledeći teoriski i eksperimentalno dobijeni rezultati.

- **Ujedinjenje konstanti interakcije**
  Ovo je jedan od najstrožijih uslova koji fiksira skalu na kojoj dolazi do SUSY narušenja na 1 TeV;

- **Masa Z bozona, M_Z, dobijena iz elektroslabog narušenja simetrije**
  Radijativne korekcije uzrokuju spontano narušenje simetrije u elektroslabom sektoru. Teorijski dobijen izraz za masu Z bozona M_Z glasi:

  $$M_Z = 2\frac{m_1^2 - m_2^2 \tan^2\beta}{\tan^2\beta - 1}$$

  Da bi se dobila dobru vrednost M_Z parametri moraju biti dobro podešeni;

- **Ujedinjenje Jukava konstanti interakcije.**
  Mase t-, b-kvarka i τ-leptona mogu da se dobiju preko niskoenergetskih vrednosti Jukava konstanti
  $$m_t = y_t v \sin\beta, \quad m_b = y_b v \cos\beta, \quad m_\tau = y_\tau v \cos\beta.$$
  Ove mase mogu da se transliraju na mase pola pomoću radijativnih korekcija. Za mase pola treće generacije uzimaju se sledeće vrednosti
  $$M_t = 174.3 \pm 5.1 \ \ GeV/c^2, \ \ M_b = 4.94 \pm 0.15 \ \ GeV/c^2, \ \ M_\tau = 1.7771 \pm 0.0005 \ \ GeV/c^2$$
  Uslov ujedinjenja $b-\tau$ Jukava konstanti interakcije ograničava spektar mogućnosti mase top kvarka m_t u funkciji od $\tan\beta$;

- **Faktor grananja $b \to s\gamma$**
  Faktor grananja $b \to s\gamma$ merile su CLEO i ALEPH kolaboracija i dobijena je vrednost $BR(b \to s\gamma) = (3.14 \pm 0.48)10^{-4}$. SM-a daje vrednost blisku eksperimentalnoj ostavljajući malo prostora za SUSY. Ovaj uslov stavlja nekoliko ograničenja na vrednosti parametara;

- **Eksperimentalno dobijene donje granice na masu supersimetričnih čestica**

- **Tamna kosmička materija**
  Postoji mnogo dokaza o postojanju nerelativističke, neutralne, nebarionske tamne materije u našem univerzumu. Najlakša supersimetrična čestica je idealan kandidat za tamnu materiju. Vreme života univerzuma je oko 10^{10} godina što postavlja gornju granicu na brzinu širenja univerzuma. Smatrajući da je $h_0 > 0.4$ svaka reliktna čestica χ mora da zadovoljava
  $$\Omega_\chi h_0^2 < 1,$$
  gde je $\Omega_\chi h_0^2$ odnos reliktne čestične gustine čestice χ i kritične gustine. Ovaj uslov može biti zadovoljen samo ako većina LSP čestica anihilira u fermion-antifermion par koji posle daje foton. Pošto su neutralini mešavina gejdžina i higsina može doći do anihilacije izmenom Z i higs bozona ili izmenom skalarne čestice poput selektrona. Ovo ograničava parametarski prostor;

- **Vreme života protona**

Ako se imaju na umu svi ovi uslovi moguće je suziti prostor parametara. U nekoj vrsti statističke analize u kojoj su svi uslovi smešteni u χ^2, može se dobiti najverovatnija oblast u prostoru parametara **minimizacijom $\boldsymbol{\chi^2}$** (Tablica 3.). U ovu svrhu korišćena je sledeća definicija χ^2:

$$\begin{aligned}\chi^2 &= \sum_{i=1}^{3} \frac{(\alpha_i^{-1}(M_Z) - \alpha_{MSSM_i}^{-1}(M_Z))^2}{\sigma_i^2} \\ &+ \frac{(M_Z - 91.18)^2}{\sigma_Z^2} + \frac{(M_t - 174)^2}{\sigma_t^2} \\ &+ \frac{(M_b - 4.94)^2}{\sigma_b^2} + \frac{(M_\tau - 1.7771)^2}{\sigma_\tau^2}\end{aligned}$$

$$+\frac{(BR(b \to s\gamma) - 3.14 \times 10^{-4})^2}{\sigma(b \to s\gamma)^2}$$
$$+\frac{(\Omega h^2 - 1)^2}{\sigma_\Omega^2} \text{ (za } \Omega h^2 > 1)$$
$$+\frac{(\widetilde{M} - \widetilde{M_{exp}})^2}{\sigma_{\widetilde{M}}^2} \text{ (za } \widetilde{M} < \widetilde{M}_{exp})$$
$$+\frac{(\widetilde{m}_{LSP} - \widetilde{m}_\chi)^2}{\sigma_{LSP}^2} \text{ (za } \widetilde{m}_{LSP} \ naelektrisano)$$

Prvih šest članova se odnose na ujedinjenje konstanti interakcije, narušenje elektroslabe simetrije i $b-\tau$ ujedinjenje Jukavinih konstanti, respektivno. Sledeća dva člana se odnose na raspad $b \to s\gamma$ i na reliktnu gustinu. Poslednja dva člana zahtevaju da mase SUSY čestica budu iznad donjih eksperientalno određenih granica i da najlakša supersimetrična čestiva bude neutralino inače će to biti naelektrisana čestica. Ulazne i izlazne varijable fita date su u Tablici 3.

Tablica 3: Pregled ulaznih i izlaznih varijabli fita

Eksperimentalni ulazni podaci	$\Rightarrow$	Parametri fita	
		malo $\tan\beta$	veliko $\tan\beta$
$\alpha_1,\ \alpha_2,\ \alpha_3$		$M_{GUT},\ \alpha_{GUT}$	$M_{GUT},\ \alpha_{GUT}$
m_t		$Y_t^0,\ Y_b^0 = Y_\tau^0$	$Y_t^0 = Y_b^0 = Y_\tau^0$
m_b	minimizacija	$m_0,\ m_{1/2}$	$m_0,\ m_{1/2}$
m_τ	χ^2	$\tan_\beta$	$\tan_\beta$
M_Z		μ	μ
$b \to s\gamma$		(A_0)	A_0
$\tau_{univerzuma}$			

4.3 Mase superpartnera

Prethodno navedeni uslovi značajno smanjuju prostor parametara. **Kada su poznate vrednosti parametara, mase superpartnera se mogu izračunati.** Ispod su navedene mase supersimetričnih čestica za vrednosti parametara u najoptimalnijoj tački parametarskog prostora Razlikujemo dva slučaja u zavisnosti od toga da li je $\tan\beta$ veliko ($\tan\beta \approx 30$) ili malo ($\tan\beta \approx 1.7$). U Tablici 4. su date vrednosti parametara, a u Tablici 5. su date mase supersimetričnih čestica za te vrednosti parametara.

Tablica 4: Vrednosti fitovanih SUSY parametara za male i velike vrednosti $\tan\beta$

Fitovani SUSY parametri		
simbol	malo $\tan\beta$	veliko $\tan\beta$
$\tan\beta$	1.71	35.0
m_0	200	600
$m_{1/2}$	500	400
μ_0	1084	-558
A_0	0	0
$1/\alpha_{GUT}$	24.8	24.8
M_{GUT}	1.6 10^{16}	1.6 10^{16}

Tablica 5: Mase supersimetričnih čestica za male i velike vrednosti $\tan\beta$

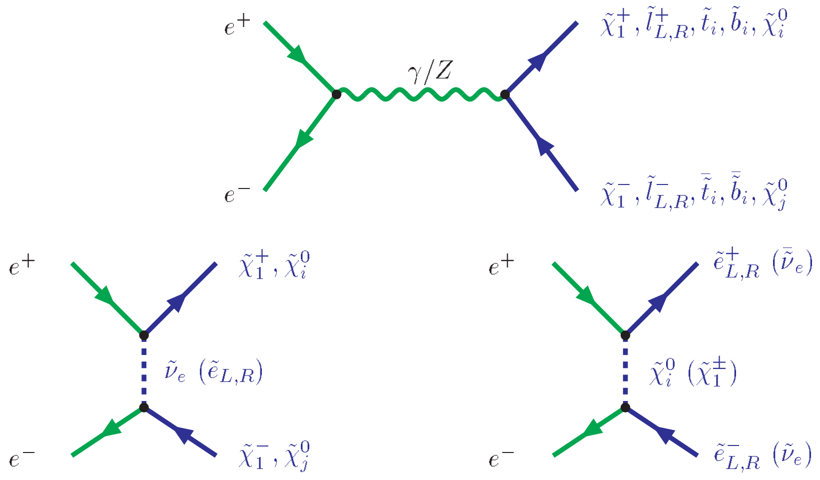
Mase supersimetričnih čestica (u GeV)		
simbol	malo $\tan\beta$	veliko $\tan\beta$
$\widetilde{\chi}_1^0,\ \widetilde{\chi}_2^0$	214, 413	170, 322
$\widetilde{\chi}_3^0,\ \widetilde{\chi}_4^0$	1028, 1016	481, 498
$\widetilde{\chi}_1^\pm,\ \widetilde{\chi}_2^\pm$	413, 1026	322, 499
$\widetilde{g}$	1155	950
$\widetilde{e}_L,\ \widetilde{e}_R$	303, 270	663, 621
$\widetilde{\nu}_L$	290	658
$\widetilde{q}_L,\ \widetilde{q}_R$	1028, 936	1040, 1010
$\widetilde{\tau}_1,\ \widetilde{\tau}_2$	279, 403	537, 634
$\widetilde{b}_1,\ \widetilde{b}_2$	953, 1010	835, 915
$\widetilde{t}_1,\ \widetilde{t}_2$	727, 1017	735, 906
$h,\ H$	95, 1344	119, 565
$A,\ H^\pm$	1340, 1344	565, 571

5 SUSY u eksperimentima

Do sada u eksperimentima nisu otkriveni supersimetrični partneri. Budući eksperimenti na višim energijama daće odgovor na pitanje da li supersimetrija postoji.

5.1 Eksperimentalne signature na e^+e^- kolajderima

Počnimo sa LEP II kolajderom. Produkcija superpartnera u procesu e^+e^- anihilacije prikazana je Slici 1.



Slika 1: Kreacija superpartnera u procesu e^+e^- anihilacije.

Glavne eksperimentalne signature navedene su ispod

produkcija	glavni kanali raspada	signature
• $\widetilde{l}_{L,R}\,\widetilde{l}_{L,R}$	$\widetilde{l}^{\pm}_{R} \to l^{\pm}\widetilde{\chi}^{0}_{i} \searrow$ kaskade $\widetilde{l}^{\pm}_{L} \to l^{\pm}\widetilde{\chi}^{0}_{i} \nearrow$ raspada	nekomplanaran par naelektrisanih leptona +nedostajuća E_T
• $\widetilde{\nu}\,\widetilde{\nu}$	$\widetilde{\nu} \to l^{\pm}\widetilde{\chi}^{0}_{1}$	nedostajuća E_T
• $\widetilde{\chi}^{\pm}_{1}\widetilde{\chi}^{\pm}_{1}$	$\widetilde{\chi}^{\pm}_{1} \to \widetilde{\chi}^{0}_{1}l^{\pm}\nu,\ \widetilde{\chi}^{0}_{1}q\bar{q}'$ $\widetilde{\chi}^{\pm}_{1} \to \widetilde{\chi}^{0}_{2}f\bar{f}'$ $\widetilde{\chi}^{\pm}_{1} \to l\widetilde{\bar{\nu}}_l \to l\nu_l\widetilde{\chi}^{0}_{1}$ $\widetilde{\chi}^{\pm}_{1} \to \nu_l\widetilde{\bar{l}} \to \nu_l l\widetilde{\chi}^{0}_{1}$	izolovani lepton + 2 džeta + nedostajuća E_T par nekomplanarnih leptona + nedostajuća E_T 4 džeta + nedostajuća E_T
• $\widetilde{\chi}^{0}_{i}\widetilde{\chi}^{0}_{j}$	$\widetilde{\chi}^{0}_{i} \to \widetilde{\chi}^{0}_{1}X,\ \widetilde{\chi}^{0}_{j} \to \widetilde{\chi}^{0}_{1}X'$	$X = \nu_l\bar{\nu}_l$ nevidi se $= \gamma,\ 2l,$ 2 džeta $2l$ + nedostajuća E_T
• $\widetilde{t}_i\widetilde{t}_j$	$\widetilde{t}_1 \to c\widetilde{\chi}^{0}_{1}$ $\widetilde{t}_1 \to b\widetilde{\chi}^{\pm}_{1} \to bf\bar{f}'\widetilde{\chi}^{0}_{1}$	2 džeta + nedostajuća E_T 2 b-džeta + 2 leptona + nedostajuća E_T 2 b-džeta + 2 džeta + lepton + nedostajuća E_T
• $\widetilde{b}_i\widetilde{b}_j$	$\widetilde{b}_i \to b\widetilde{\chi}^{0}_{1}$ $\widetilde{b}_i \to b\widetilde{\chi}^{0}_{2} \to bf\bar{f}'\widetilde{\chi}^{0}_{1}$	2 b-džeta + nedostajuća E_T 2 b-džeta + 2 leptona + nedostajuća E_T 2 b-džeta + 2 džeta + nedostajuća E_T

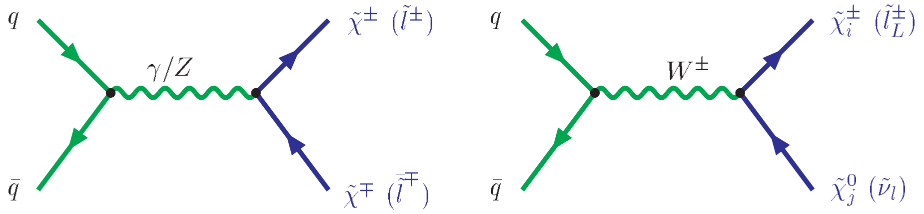
Karakteristika svih signatura je **nedostajuća energija**.

Brojni pokušaji da se nađu superpartneri na LEP-u II nisu dali pozitivne rezultate i postavili su **donju granicu na masu superpartnera** za energiju kolajdera u sistemu centra mase od $\sqrt{s} = 183$ GeV:

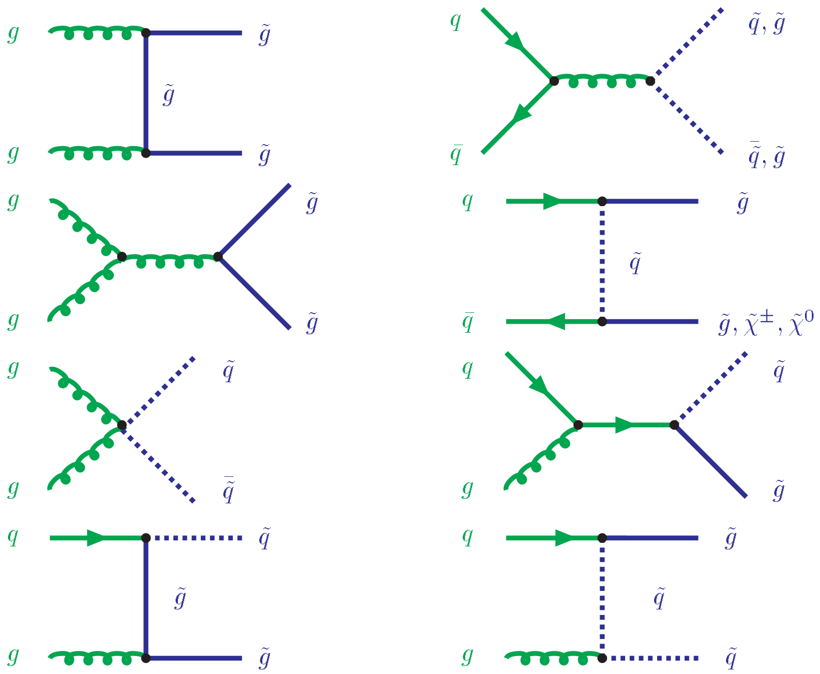
$$\boxed{\begin{array}{lll} m_{\widetilde{\chi}^0_1} > 40\ \text{GeV} & m_{\widetilde{e}_{L,R}} > 105\ \text{GeV} & m_{\widetilde{t}} > 90\ \text{GeV} \\ m_{\widetilde{\chi}^{\pm}_1} > 100\ \text{GeV} & m_{\widetilde{\mu}_{L,R}} > 100\ \text{GeV} & m_{\widetilde{b}} > 80\ \text{GeV} \\ & m_{\widetilde{\tau}_{L,R}} > 80\ \text{GeV} & \end{array}}$$

5.2 Eksperimentalne signature na hadronskim kolajderima

Eksperimentalne signature na hadronskim kolajderima slične su onima na e^+e^- kolajderima, ali je spektar mogućnosti mnogo širi . Pored **anihilacionih kanala** (Slika 2.) prisutni su i procesi **gluon fuzije, kvark-antikvark i kvark-gluon rasejanja** (Slika 3.).



Slika 2: Produkcija supersimetričnih čestica u procesu kvark-antikvark anihilacije.



Slika 3: Produkcija supersimetričnih čestica u procesu gluonske fuzije, $q\bar{q}$ rasejanja i kvark-gluon rasejnja.

Finalno stanje zavisi od gluino kanala raspada. Ako su skvarkovi teži od gluina $m_{\tilde{q}} > m_{\tilde{g}}$ onda su gluino kanali raspada sledeći:

$$\tilde{g} \to t + \tilde{t} + \tilde{\chi}_i^0, \quad \tilde{g} \to t + \tilde{b} + \tilde{\chi}_i^-, \quad \tilde{g} \to t + b + \tilde{\chi}_i^+.$$

a ako ne onda se gluino raspada na kvarkove i skvarkove koji se dalje raspadaju.

Eksperimentalne SUSY signature koje se očekuju na Tevatron-u (radiće na energiji $\sqrt{s} = 2$ TeV) i LHC-u radiće na energiji $\sqrt{s} = 14$ TeV) su:

produkcija	glavni kanali raspada	signature
• $\tilde{g}\tilde{g}$, $\tilde{q}\tilde{q}$, $\tilde{q}\tilde{g}$	$\tilde{g} \to q\tilde{q}\tilde{\chi}_1^0$ $q\tilde{q}' \tilde{\chi}_1^\pm$ $(m_{\tilde{q}} > m_{\tilde{g}})$ $g\tilde{\chi}_1^0$	nedostajuća E_T + više džetova (+leptoni)
	$\tilde{q} \to q\tilde{\chi}_i^0$ $\tilde{q} \to q' \tilde{\chi}_i^\pm$ $(m_{\tilde{g}} > m_{\tilde{q}})$	
• $\tilde{\chi}_1^\pm\tilde{\chi}_2^0$	$\tilde{\chi}_1^\pm \to \tilde{\chi}_1^0 l^\pm \nu$, $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 ll$ $\tilde{\chi}_1^\pm \to \tilde{\chi}_1^0 q\tilde{q}'$, $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 ll$	tri leptona + nedostajuća E_T dva leptona + džet + nedostajuća E_T
• $\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$	$\tilde{\chi}_1^+ \to l\tilde{\chi}_1^0 l^\pm \nu$	dva leptona + nedostajuća E_T
• $\tilde{\chi}_i^0\tilde{\chi}_i^0$	$\tilde{\chi}_i^0 \to \tilde{\chi}_1^0 X$, $\tilde{\chi}_i^0 \to \tilde{\chi}_1^0 X'$	nedostajuća E_T + dva leptona + (džetovi) + (leptoni)
• $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$	$\tilde{t}_1 \to c\tilde{\chi}_1^0$ $\tilde{t}_1 \to b\tilde{\chi}_1^\pm$, $\tilde{\chi}_1^\pm \to \tilde{\chi}_1^0 l^\pm \nu$, $\tilde{\chi}_1^\pm \to \tilde{\chi}_1^0 q\tilde{q}'$ $\tilde{t}_1 \to b\tilde{\chi}_1^\pm$, $\tilde{\chi}_1^\pm \to \tilde{\chi}_1^0 l^\pm \nu$, $\tilde{\chi}_1^\pm \to \tilde{\chi}_1^0 l^\pm \nu$	dva nekolinearna džeta + nedostajuća E_T jedan lepton + nedostajuća E_T + b-kvarkovi dva leptona + nedostajuća E_T + b-kvarkovi
• $\tilde{l}\tilde{l}$, $\tilde{l}\tilde{\nu}$, $\tilde{\nu}\tilde{\nu}$	$\tilde{l}^\pm \to l^\pm \tilde{\chi}_i^0$, $\tilde{l}^\pm \to \nu_l \tilde{\chi}_i^\pm$ $\tilde{\nu} \to \nu\tilde{\chi}_1^0$	dva leptona + nedostajuća E_T jedan lepton + nedostajuća E_T + (džetovi) nedostajuća E_T

Karakteristika svih događaja je **nedostajuća energija**.
Nasuprot situaciji kod e^+e^- kolajdera na hadronskim kolajderima **fon je jako izražen**.

6 Zaključak

Na LEP-u II nije otkrivena ni supersimetrija ni higs bozon, mada su date indikacije da oboje postoje. Trenutno je supersimetrija najpopularnija ekstenzija Standardnog modela. Pronalazak nove fizike se očekuje na novim kolajderima koji će raditi na energijama reda TeV-a. Ako su očekivanja u vezi supersimetrije ispravna, uskoro će se pojaviti nova otkrića i broj čestica će se brzo uvećavati. To će biti velik korak u razumevanju mikrosveta.

7 Literatura

- Ross G. G. , Beyond the Standard Model, 1994 European School of High Energy Physics, CERN 95-04
- Kazakov D.I. , Beyond the Standard Model, 2000 European School of High Energy Physics,CERN-2001-003
- Peskin M. E. , Beyond the Standard Model, 1996 European School of High Energy Physics,CERN 97-03
- Zwirner F., Beyond the Standard Model, 1997 European School of High Energy Physics,CERN-98-03
- Ellis J. , Beyond the Standard Model for Hillwalkers, 1998 European School of High Energy Physics, CERN 99-04
- ATLAS Collaboration, Supersymmetry, ATLAS Detector and Physics Performance, Technical Design Report, Volume II, 1999.
- Supersymmetry, European Physics Journal C, Review of Particle Physics, Volume 15, 2000.